

# Chapitre 2

## Jonction $pn$ et diode à jonction

### 2.1 Introduction

La diode à jonction  $pn$  est un composant électronique extrêmement utile et répandu, principalement parce qu'il peut **redresser** une tension. En effet, la diode  $pn$  conduit un courant appréciable (de l'ordre du mA) lorsqu'une tension supérieure à quelques dixièmes de volts est appliquée entre son anode et sa cathode. Par contre, elle ne conduit qu'un courant négligeable (de l'ordre du  $\mu\text{A}$ ) si la tension appliquée est de signe opposé. Cette propriété peut être exploitée pour redresser une tension alternative de moyenne nulle, c'est-à-dire la transformer pour obtenir une tension dont la valeur moyenne est non nulle.

Comme nous allons le découvrir, la diode  $pn$  a une caractéristique courant-tension fortement **non linéaire** : par exemple, lorsque la tension d'une diode polarisée en conduction (tension positive entre l'anode et la cathode) est doublée, le courant augmente d'un facteur très supérieur à deux ! Du point de vue électrique, la diode est également un composant **passif** : elle peut transformer un signal électrique, mais ne peut y injecter de puissance électrique.

La diode  $pn$  est obtenue en dopant un monocristal semiconducteur, sur une première moitié avec des accepteurs (région  $p$ ), et sur l'autre moitié avec des donneurs (région  $n$ )<sup>1</sup>. La frontière entre les régions dopées est appelée **jonction métallurgique**. Des contacts métalliques sont déposés sur le semiconducteur pour constituer l'anode (contact avec la région  $p$ ) et la cathode (contact avec la région  $n$ ). Le schéma de principe de la diode  $pn$  est illustré à la fig. 2.1. La figure 2.2 montre le schéma d'une jonction  $pn$  réalisée sur un

---

<sup>1</sup>Il s'agit du même cristal semiconducteur dans les deux régions dopées. On parle dans ce cas d'une **homojonction**. Les **hétérojonctions** sont obtenues en joignant des matériaux différents.

circuit intégré. La figure 2.3 montre le symbole électrique et les sens conventionnels adoptés dans ce cours pour le courant  $i$  et la tension  $v$  d'une diode.

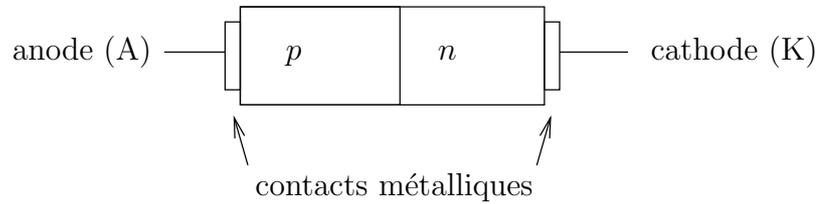


FIG. 2.1 – Schéma de principe d'une diode à jonction  $pn$ .

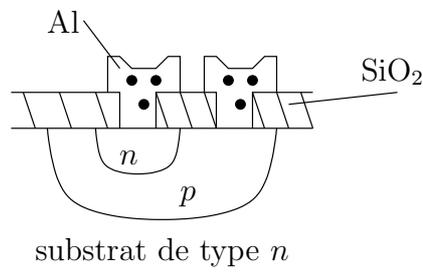


FIG. 2.2 – Schéma d'une diode  $pn$  réalisée sur un circuit intégré. Le substrat est de type  $n$ . Les contacts métalliques sont en aluminium et la couche de  $\text{SiO}_2$  sert d'isolant électrique.

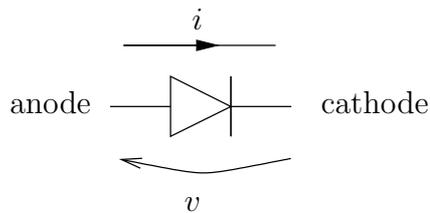


FIG. 2.3 – Symbole électrique d'une diode à jonction  $pn$ . Celle-ci est soumise à une tension  $v$  et est parcourue par un courant  $i$ .

## 2.2 Jonction $pn$ à l'équilibre

Considérons tout d'abord une diode à jonction  $pn$  à l'équilibre : la jonction est maintenue à une température constante (température ambiante) et est déconnectée de toute source extérieure de courant ou de tension. Sous

ces conditions, le courant traversant la diode et la différence de potentiel développée entre ses bornes sont tous les deux nuls :

$$i = 0 \quad \text{et} \quad v = v_{\text{anode}} - v_{\text{cathode}} = 0. \quad (2.1)$$

### 2.2.1 Porteurs majoritaires

Examinons comment les porteurs se répartissent à l'équilibre. A cet effet, prenons l'exemple d'une jonction  $pn$  dont la région  $p$  est dopée avec des accepteurs en concentration  $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (on suppose que  $N_d \approx 0$  dans cette région) et dont la région  $n$  est dopée avec des donneurs en concentration  $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (parallèlement, on suppose que  $N_a \approx 0$  dans cette région). Lors de la fabrication de la jonction, les donneurs de la région  $n$  libèrent des électrons en concentration  $n_n \approx N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et les accepteurs de la région  $p$  libèrent des trous en concentration  $p_p \approx N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Les porteurs libérés sont majoritaires dans leur région respective.

### 2.2.2 Porteurs minoritaires

A une distance importante de la jonction métallurgique, les concentrations des porteurs minoritaires sont données par les expressions établies dans le chap. 1. Ainsi, d'après l'éq. (1.23), la concentration des trous de la région  $n$  est égale à

$$p_n \approx \frac{n_i^2}{N_d} = 10^4 \text{ cm}^{-3}, \quad (2.2)$$

où, pour rappel, la concentration intrinsèque  $n_i$  vaut  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  à  $T = 300 \text{ K}$ . D'une façon similaire, la concentration des électrons de la région  $p$  vaut

$$n_p \approx \frac{n_i^2}{N_a} = 10^4 \text{ cm}^{-3}. \quad (2.3)$$

Ces résultats nous renseignent sur les concentrations des porteurs minoritaires que l'on obtiendrait si les deux régions dopées n'interagissaient pas. Ils donnent en très bonne approximation les concentrations réelles des porteurs minoritaires dans le volume des régions  $p$  et  $n$ . Par contre, au voisinage direct de la jonction métallurgique, les concentrations réelles s'écartent fortement de ces résultats en raison de la diffusion des porteurs et de la formation d'une région de déplétion, deux processus que nous allons analyser successivement.

### 2.2.3 Diffusion

Les concentrations des porteurs varient fortement d'une région à l'autre : nous venons par exemple de montrer que la concentration des électrons varie de  $n_n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  dans la région  $n$  à  $n_p \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$  dans la région  $p$ . La concentration des électrons a donc un gradient important au voisinage de la jonction métallurgique. En conséquence, les électrons diffusent de la région  $n$  vers la région  $p$ . Parallèlement, les trous libérés dans la région  $p$  diffusent dans la région  $n$ .

Si les porteurs n'étaient pas électriquement chargés, leur diffusion conduirait à une répartition homogène : l'interdiffusion des deux "fluides" d'électrons et de trous donnerait lieu, après un temps adéquat, à un mélange homogène des porteurs. Cependant, comme les électrons et les trous sont chargés électriquement, il faut tenir compte de forces électriques qui s'opposent à la diffusion.

### 2.2.4 Champ électrique interne et entraînement

Les forces électriques internes ont pour origine la formation d'une **région de déplétion** au voisinage direct de la jonction métallurgique. La région de déplétion est formée à la suite des deux mécanismes décrits ci-dessous.

1. Dans un premier temps, les électrons de la région  $n$  qui diffusent dans la région  $p$  laissent derrière eux des donneurs ionisés. Ceux-ci étant immobiles (car ancrés au réseau), ils ne sont plus neutralisés électriquement par les électrons. Il apparaît donc une **charge d'espace** positive au voisinage direct de la jonction métallurgique, côté  $n$ . Parallèlement, les trous qui diffusent de la région  $p$  vers la région  $n$  découvrent des ions accepteurs, chargés négativement, ce qui engendre une charge d'espace négative au voisinage direct de la jonction, côté  $p$ .
2. Dans un deuxième temps, les porteurs ayant diffusé se retrouvent dans une région où ils sont minoritaires ; par exemple, les électrons qui ont diffusé de la région  $n$  vers la région  $p$  sont minoritaires dans cette dernière. En conséquence, les porteurs ayant traversé la jonction subissent des recombinaisons. La disparition d'un grand nombre de porteurs de charge au voisinage direct de la jonction métallurgique renforce la formation d'une charge d'espace initiée par la diffusion.

Comme la charge d'espace est positive côté  $n$  et négative côté  $p$ , elle produit un champ électrique interne dirigé de la région  $n$  vers la région  $p$ . Ce champ électrique affecte la diffusion des porteurs libres : un trou qui diffuse de la région  $p$  vers la région  $n$  est soumis à une force de Coulomb dirigée vers

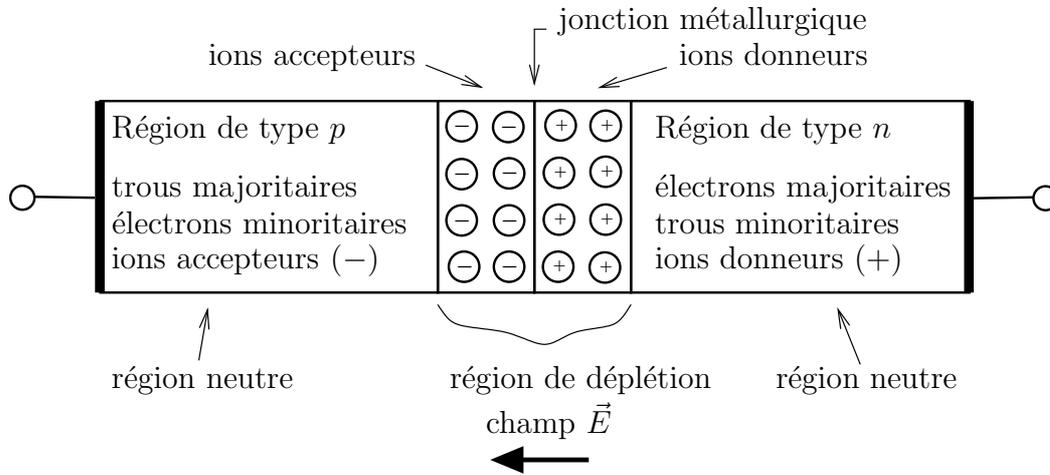


FIG. 2.4 – Jonction  $pn$  à l'équilibre. La région de déplétion apparaît au voisinage direct de la jonction métallurgique. Elle contient très peu de porteurs libres, les ions accepteurs ou donneurs n'y sont pas neutralisés électriquement, ce qui engendre une charge d'espace. A l'opposé, dans les régions neutres, les porteurs libres neutralisent électriquement les ions des impuretés qui ont servi au dopage.

la région  $p$ . De même, un électron diffusant de la région  $n$  vers la région  $p$  est freiné par la force de Coulomb due au champ interne. Dans les deux cas, les forces électriques *s'opposent à la diffusion des porteurs majoritaires!*

La figure 2.4 illustre les différentes régions de la jonction  $pn$  à l'équilibre.

### 2.2.5 Courants à l'équilibre

L'équilibre est atteint lorsque le courant de diffusion est contrebalancé par le courant résultant de l'entraînement de porteurs par le champ électrique de la région de déplétion. Notez qu'il s'agit d'un équilibre dynamique : certains porteurs diffusent de part et d'autre tandis que d'autres porteurs sont entraînés en sens inverse par le champ électrique. A l'équilibre, le courant net  $i$  est nul.

Par convention, nous prendrons comme courant positif un courant qui s'écoule de la région  $p$  à la région  $n$ . Le courant net  $i$  est la somme de deux termes,

$$i = i_{\text{diff}} + i_{\text{inv}}, \quad (2.4)$$

où

1.  $i_{\text{diff}}$  est le courant de **diffusion des majoritaires** au travers de la jonction : il correspond à la diffusion des électrons de  $n$  vers  $p$  et des trous de  $p$  vers  $n$ . Dans les deux cas, cela donne un courant positif.
2.  $i_{\text{inv}}$  est le **courant de saturation inverse** ou **courant de fuite**. Il est dû au **transport des porteurs minoritaires** par le champ électrique de la région de déplétion. En effet, un certain nombre de trous générés thermiquement dans la région  $n$  parviennent à la région de déplétion sans avoir subi de recombinaison. Ils sont alors entraînés par le champ électrique de la région de déplétion vers la région  $p$ , ce qui donne lieu à un courant négatif. Parallèlement, des électrons générés thermiquement dans la région  $p$  au voisinage de la région de déplétion peuvent y parvenir sans subir de recombinaison et être entraînés vers la région  $n$ . A nouveau, cela correspond à un courant négatif. Ces courants sont chacun proportionnel à la concentration des porteurs minoritaires transportés, soit  $p_n \approx n_i^2/N_d$  et  $n_p \approx n_i^2/N_d$ . La somme des courants de trous et d'électrons, est donc proportionnelle à  $n_i^2$  et dépend fortement de la température car  $n_i^2 \propto e^{-E_g/(kT)}$ .

A l'équilibre, le courant net  $i$  vaut zéro. Par conséquent,

$$i|_{v=0} = i_{\text{diff}}|_{v=0} + i_{\text{inv}}|_{v=0} = 0 \quad (2.5)$$

$$\Rightarrow i_{\text{diff}}|_{v=0} = -i_{\text{inv}}|_{v=0}. \quad (2.6)$$

Dans ce qui suit, on écrira la valeur à l'équilibre de  $i_{\text{inv}} < 0$  sous la forme

$$i_{\text{inv}}|_{v=0} = -I_S, \quad (2.7)$$

ce qui donne également

$$i_{\text{diff}}|_{v=0} = I_S, \quad (2.8)$$

avec  $I_S > 0$ .

### 2.2.6 Remarques

#### 1. Tension de diffusion

Le champ électrique dans la région de déplétion est associé à un potentiel électrique  $V(x)$ ,

$$E = -\frac{dV}{dx}. \quad (2.9)$$

Il apparaît donc une différence de potentiel aux bornes de la région de déplétion,

$$v_{\text{région } n} - v_{\text{région } p} = V_0, \quad (2.10)$$

où  $V_0$  est appelée **tension de diffusion**. La répartition du potentiel électrique est représentée à la fig. 2.5.

La tension  $V_0$  dépend de la température, des concentrations de dopage et du gap énergétique du matériau. Pour une diode  $pn$  au silicium maintenue à température ambiante,  $V_0$  varie typiquement entre 0.6 et 0.8 V.

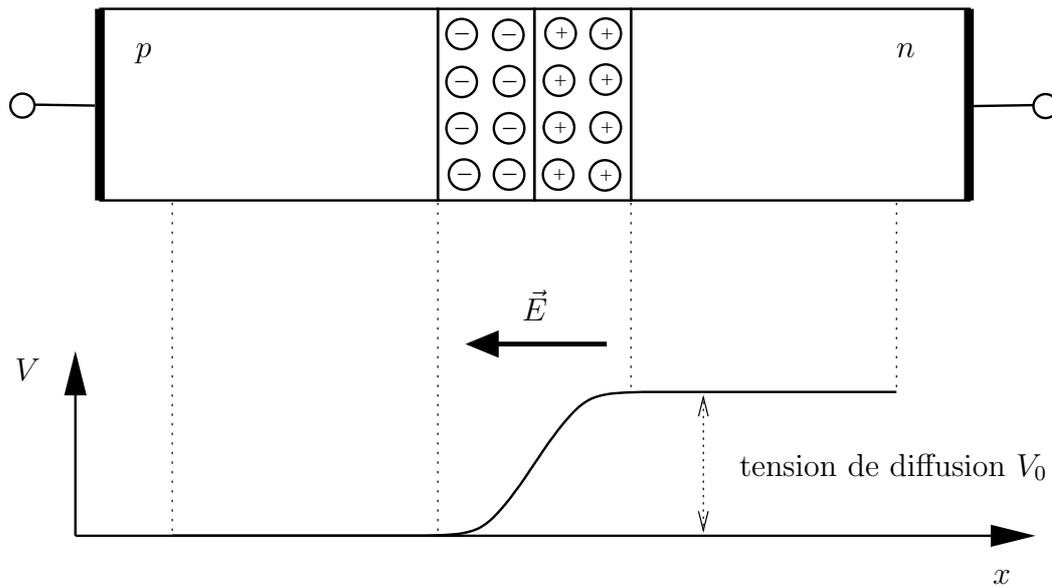


FIG. 2.5 – Jonction  $pn$  à l'équilibre : potentiel électrique interne et tension de diffusion  $V_0$ .

Le produit  $eV_0$  représente une énergie potentielle : elle correspond à la hauteur de la barrière de potentiel que doit franchir un trou pour passer de la région  $p$  à la région  $n$ . On peut raisonner d'une façon similaire pour les électrons.

## 2. Tension aux bornes du composant à l'équilibre

Contrairement aux apparences, la différence de potentiel développée entre l'anode et la cathode est nulle : on ne peut pas mesurer  $V_0$  en connectant les électrodes d'un multimètre aux bornes de la diode ! Ce paradoxe est facilement résolu si l'on réalise que le composant contient, outre la jonction  $pn$ , deux jonctions métal-semiconducteur : ce sont les contacts ohmiques. Ces jonctions développent également des tensions de diffusion qui apparaissent en série avec  $V_0$ . Ainsi, la différence de potentiel mesurée entre les électrodes d'un multimètre est la somme

des trois tensions de diffusion ; cette somme est nulle comme l'impose la condition d'équilibre (2.1).

### 3. Dimensions typiques

Pour des concentrations de dopage comprises entre  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , une diode au silicium développe une région de déplétion dont la largeur à l'équilibre varie entre 50 nm (dopages forts) et  $5 \mu\text{m}$  (dopages faibles).

### 4. Neutralité électrique

Nous avons vu que l'établissement de l'équilibre conduit à la création d'une charge d'espace. Cependant, il est important de réaliser que le composant est électriquement neutre : aucun des processus décrits ne modifie la charge totale. En conséquence, la charge découverte côté  $p$  est *exactement* égale et opposée à la charge découverte côté  $n$ .

## 2.3 Jonction $pn$ en polarisation directe

L'équilibre entre les courants de diffusion et d'entraînement est rompu lorsqu'une tension non nulle est appliquée entre les électrodes de la diode  $pn$ . La diode est polarisée **en direct** si l'anode est portée à un potentiel supérieur à celui de la cathode, c'est-à-dire si

$$v = v_{\text{anode}} - v_{\text{cathode}} > 0. \quad (2.11)$$

Dans ce cas, nous allons voir que le déséquilibre des courants favorise la diffusion des porteurs majoritaires et le courant net traversant la diode est positif,

$$i = i_{\text{diff}}(v) + i_{\text{inv}}(v) > 0. \quad (2.12)$$

### 2.3.1 Diffusion des porteurs majoritaires

Remarquons tout d'abord que les effets de la tension appliquée  $v$  se manifestent essentiellement dans la région de déplétion. En effet, les régions neutres sont peuplées de porteurs libres en grande concentration ; elles ont donc une conductivité électrique élevée par rapport à la région de déplétion. Par conséquent, quand la diode est polarisée par une tension  $v$ , les chutes de potentiel au travers des régions  $p$  et  $n$  sont faibles et la chute de potentiel appliquée se retrouve essentiellement aux bornes de la région de déplétion.

La tension  $v$  étant appliquée avec une polarité opposée à celle de la tension de diffusion  $V_0$  [comparer l'éq. (2.10) avec l'éq. (2.11)], la différence de potentiel interne apparaissant aux bornes de la région de déplétion devient

$$v_{\text{région } n} - v_{\text{région } p} = V_0 - v. \quad (2.13)$$

Ainsi, la hauteur de la barrière de diffusion diminue et l'intensité du champ électrique interne décroît. Les forces de Coulomb qui s'opposent à la diffusion diminuent et un plus grand nombre de porteurs majoritaires peut franchir la région de déplétion. L'application d'une tension positive  $v$  favorise donc la diffusion.

Un calcul détaillé montre<sup>2</sup> que le courant de diffusion augmente comme une fonction exponentielle de  $v$  :

$$i_{\text{diff}}(v) = i_{\text{diff}}|_{v=0} e^{v/V_T}. \quad (2.14)$$

Par l'équation (2.8), on peut écrire

$$i_{\text{diff}}(v) = I_S e^{v/V_T}. \quad (2.15)$$

Le symbole  $V_T$  représente la **tension thermique**, donnée par la relation

$$V_T \equiv \frac{kT}{e}, \quad (2.16)$$

où  $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température et  $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  la charge de l'électron. A la température ambiante ( $T = 300 \text{ K}$ ), on a

$$V_T \approx 25.9 \text{ mV} \quad (T = 300 \text{ K}). \quad (2.17)$$

### 2.3.2 Indépendance du courant des minoritaires vis-à-vis de $v$

Au contraire du courant de diffusion  $i_{\text{diff}}$ , le courant de saturation  $i_{\text{inv}}$  ne varie pas, en première approximation, avec l'intensité du champ électrique de la région de déplétion. Quoiqu'à priori contre-intuitif, ce résultat peut être compris très simplement. Le courant  $i_{\text{inv}}$  mesure le nombre de porteurs minoritaires qui parviennent, à chaque seconde, à la région de déplétion pour y être ensuite entraînés par le champ électrique interne. Ce nombre est en réalité indépendant de l'intensité du champ électrique interne ; il dépend avant tout du nombre de porteurs générés thermiquement à chaque seconde au voisinage de la jonction. En effet, si l'on diminue le champ électrique interne sans modifier le taux de génération thermique, les porteurs minoritaires qui parviennent à chaque seconde à la région de déplétion y sont entraînés avec une force plus faible, mais le nombre de ces porteurs entraînés par seconde est inchangé.

---

<sup>2</sup>voir un cours d'Electronique Physique

Pour illustrer cet effet, considérons l'analogie d'une cascade terminant un canal fluvial dans lequel naviguent plusieurs bateaux. Le nombre de bateaux qui tombent par unité de temps dans la cascade dépend du débit d'eau dans le canal et non de la hauteur de la cascade. Réduire la hauteur de la cascade sans changer le débit n'affectera donc en rien le nombre de bateaux accidentés par unité de temps. Ainsi, par analogie, dans la jonction  $pn$ , réduire le champ électrique sans modifier le taux de génération thermique n'affecte par le courant  $i_{\text{inv}}$ .

On en conclut donc que

$$i_{\text{inv}}(v) \approx i_{\text{inv}}|_{v=0} = -I_S \quad (\text{constante}). \quad (2.18)$$

### 2.3.3 Courant en polarisation directe

En regroupant les résultats précédents, éqs. (2.12), (2.15) et (2.18), on obtient un courant  $i$  de polarisation directe positif :

$$i = i_{\text{diff}}(v) - i_{\text{inv}}(v) \approx I_S \left( e^{v/V_T} - 1 \right) > 0. \quad (2.19)$$

Lorsque la tension appliquée dépasse de plusieurs fois la tension thermique,  $v \gg V_T$ , on a

$$i \simeq I_S e^{v/V_T} \quad (v \gg V_T). \quad (2.20)$$

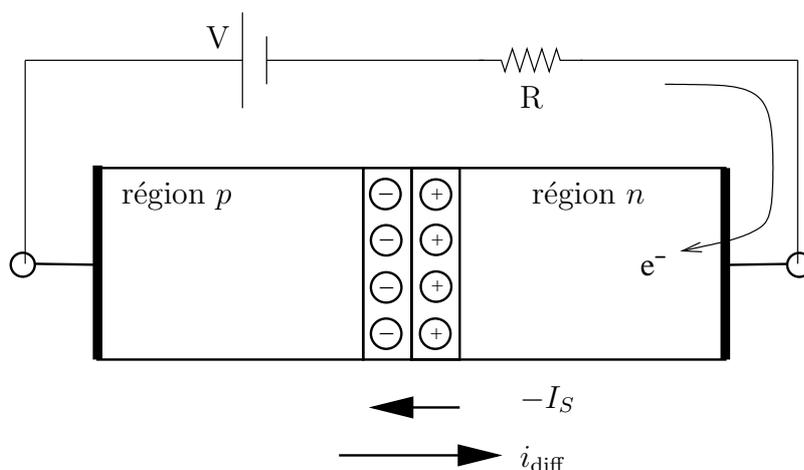
En d'autres mots, pour une polarisation directe "franche", le courant de diffusion des porteurs majoritaires l'emporte sur le courant inverse, comme annoncé.

La figure 2.6 représente la jonction en polarisation directe. Notez que la largeur de la région de déplétion est plus faible qu'à l'équilibre, fig. 2.4 : pour produire un champ électrique interne plus faible qu'à l'équilibre, il faut une charge d'espace plus faible, c'est-à-dire une charge d'espace qui s'étend sur une plus petite distance.

**Remarque** : le courant des fils de connexion est véhiculé par des électrons (les fils sont métalliques). Ainsi, des électrons quittent la région  $p$  au contact ohmique pour aller rejoindre la source de tension. Ces électrons sont produits par la création de paires électron-trou ; les trous excédentaires au contact ohmique alimentent la diffusion des trous de  $p$  vers  $n$ .

## 2.4 Jonction $pn$ en polarisation inverse

Considérons à présent la jonction **polarisée en inverse**, c'est-à-dire avec son anode portée à un potentiel négatif par rapport à celui de la cathode,

FIG. 2.6 – Jonction  $pn$  polarisée en direct

soit  $v = v_{\text{anode}} - v_{\text{cathode}} < 0$ . En suivant un raisonnement similaire à celui de la section 2.3, nous pouvons faire les observations ci-dessous.

1. La tension appliquée produit un champ électrique qui renforce le champ électrique interne de la région de déplétion.
2. La hauteur de la barrière de potentiel augmente et le courant de diffusion est par conséquent réduit ; un calcul détaillé montre que

$$i_{\text{diff}}(v) = i_{\text{diff}}|_{v=0} e^{v/V_T} = I_S e^{-|v|/V_T} < I_S, \quad (2.21)$$

où nous avons à nouveau utilisé l'éq. (2.8) pour écrire le membre de droite. On peut ainsi observer que  $i_{\text{diff}}(v)$  diminue rapidement avec la valeur absolue  $|v|$  de la tension.

3. Comme c'était le cas de la polarisation directe, le courant  $i_{\text{inv}}$  ne varie pas avec  $v$  (en première approximation).
4. Le courant total est négatif :

$$i = i_{\text{diff}} - i_{\text{inv}} = I_S (e^{-|v|/V_T} - 1) < 0. \quad (2.22)$$

Pour des tensions inverses supérieures à quelques  $V_T$ , c'est-à-dire  $|v| \gg V_T$ , le courant de diffusion est très faible. Le courant prédominant est alors le courant de saturation :

$$i \approx -I_S \quad (v \ll -V_T). \quad (2.23)$$

5. La largeur de la région de déplétion est plus importante en polarisation inverse qu'à l'équilibre, car il faut découvrir une plus grande charge d'espace pour produire un champ électrique plus intense.

Cette situation est illustrée à la fig. 2.7. Remarquez à nouveau que le courant des fils de connexion est véhiculé par des électrons. Les électrons qui arrivent dans la région  $p$  subissent des recombinaisons, qui sont alimentées en trous par le courant de saturation inverse  $I_S$ .

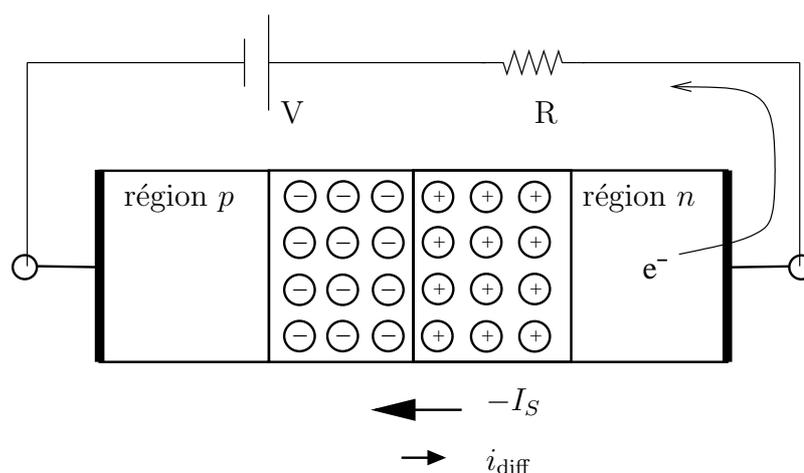


FIG. 2.7 – Jonction  $pn$  polarisée en inverse.

## 2.5 Caractéristique courant-tension

### 2.5.1 Caractéristique idéale

D'après le modèle de la jonction  $pn$  que nous venons d'établir, la caractéristique  $i - v$  d'une diode est donnée par la relation

$$i = I_S \left( e^{v/V_T} - 1 \right). \quad (2.24)$$

Pour une polarisation directe de quelques  $V_T$ , le courant de diffusion  $i_{\text{diff}}$  est prédominant et

$$i \approx I_S e^{v/V_T} \quad (v \gg V_T). \quad (2.25)$$

A l'opposé, pour polarisation inverse de quelques  $V_T$ , le courant de saturation inverse est prédominant et

$$i \approx -I_S \quad (v \ll -V_T). \quad (2.26)$$

La caractéristique  $i - v$  est fortement non linéaire : par exemple, doubler  $v$  dans l'éq. (2.25) augmente considérablement le courant  $i$  !

Typiquement, pour une diode au silicium, une polarisation directe  $v \approx 0.7$  V produit un courant  $i$  compris entre 1 mA et quelques dizaines de milliampères. Prenons par exemple  $i \approx 5$  mA sous une tension  $v = 0.7$  V. Le courant de saturation  $I_S$  peut être déduit de la caractéristique  $i - v$  :

$$i = I_S (e^{v/V_T} - 1) \approx I_S e^{v/V_T}, \quad (2.27)$$

$$\Rightarrow I_S \approx \frac{i}{\exp(v/V_T)} = \frac{5 \times 10^{-3}}{\exp(0.7/0.0259)} \approx 10^{-14} \text{ A}. \quad (2.28)$$

La caractéristique courant-tension correspondante est reprise à la fig. 2.8.

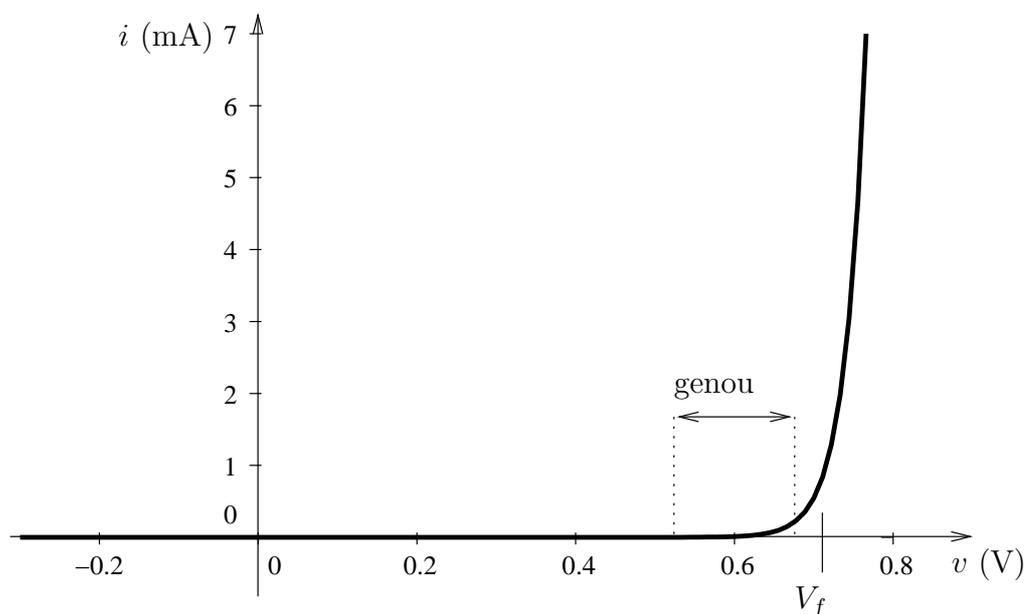


FIG. 2.8 – Caractéristique  $i - v$  idéale d'une diode  $pn$  ( $I_S = 10^{-14}$  mA).

En pratique, nous observons un courant négligeable en polarisation inverse, ainsi qu'en polarisation directe jusqu'à ce que la tension  $v$  atteigne un peu plus de 0.5 volts. Le courant croît ensuite, d'abord lentement dans le **genou** compris entre environ 0.5 et 0.65 volts, et ensuite rapidement aux tensions plus élevées. Pour une première analyse de circuit, il est souvent très pratique de considérer que la tension développée aux bornes d'une diode parcourue par un courant d'intensité supérieure au milliampère vaut environ

$$v \approx V_f \approx 0.7 \text{ V}. \quad (2.29)$$

Remarquez que la quantité  $V_f$  n'est pas définie de façon rigoureuse. Il s'agit d'une valeur de référence, qui est à la fois pratique pour des calculs approchés et représentative des caractéristiques  $i - v$  d'un grand nombre de diodes au silicium.

### 2.5.2 Caractéristique réelle

Le modèle établi reproduit raisonnablement bien la caractéristique courant-tension réelle, mais quelques différences importantes apparaissent. La figure 2.9 montre la caractéristique typique d'une diode commerciale. On peut y observer plusieurs écarts importants par rapport à la fig. 2.8.

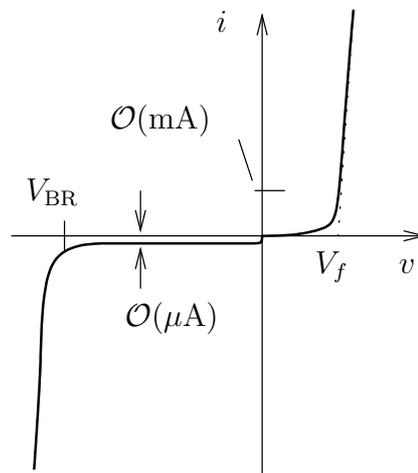


FIG. 2.9 – Caractéristique  $i - v$  typique d'une diode *pn* commerciale.

#### Écarts en polarisation directe

Une étude plus complète<sup>3</sup> de la diode à jonction montre que les recombinaisons des porteurs en transit dans la région de déplétion modifient le courant aux faibles tensions. En pratique, la caractéristique  $i - v$  est exprimée sous la forme semi-empirique

$$i(v) = I_S \left( e^{V/(nV_T)} - 1 \right), \quad (2.30)$$

où le **facteur de non-idéalité**  $n$  varie entre  $n \approx 1$  aux tensions moyennes et  $n \approx 2$  aux très faibles tensions. Sans entrer dans les détails, le facteur

<sup>3</sup>voir un cours d'Electronique Physique

$n$  varie également en fonction du semiconducteur et des dimensions de la diode. Dans le cadre de ce cours, nous négligerons ces effets et nous prendrons systématiquement  $n = 1$ .

### Écarts en polarisation inverse : claquage

En régime inverse, la caractéristique  $i - v$  mesurée n'est pas du tout reproduite par le modèle de l'éq. (2.24). Tout d'abord, pour des tensions inverses modérées, le courant mesuré est typiquement de plusieurs ordres de grandeurs supérieur au courant  $I_S$  estimé! En pratique cependant, le courant inverse reste très faible et nous ignorerons ces effets.

Un autre écart par rapport à la théorie est beaucoup plus spectaculaire : le courant inverse croît très rapidement pour les tensions au voisinage de  $v = V_{BR}$ , appelée **tension de claquage** ("breakdown voltage" en anglais). On exprime souvent l'opposé de  $V_{BR}$ , qui est donc positif :

$$V_Z = -V_{BR}. \quad (2.31)$$

Cette tension correspond à l'entrée en régime de **claquage**.

Le claquage de la jonction peut-être provoqué par deux mécanismes distincts. Le claquage par **effet Zener** se produit lorsque le champ électrique de la région de déplétion est suffisamment intense pour provoquer l'ionisation directe du matériau. La libération d'un grand nombre de paires électron-trou augmente la densité des porteurs libres, ce qui entraîne une augmentation rapide du courant alors que la tension inverse varie peu.

Le deuxième processus de claquage est l'**effet d'avalanche**. Dans ce cas, le champ électrique de la région de déplétion accélère les porteurs à des vitesses suffisantes pour provoquer l'ionisation du matériau par collisions. Les paires électron-trou libérées sont à leur tour fortement accélérées et peuvent provoquer une ionisation secondaire. Si le processus se poursuit, l'avalanche d'ionisations par collisions conduit à une multiplication importante des porteurs et donc à des courants intenses.

Notez que le claquage est réversible et non-destructif, pour autant que la puissance dissipée,  $P = V_Z i$ , reste inférieure à la limite renseignée par le constructeur. Les diodes à claquage commerciales sont des composants spécialement conçus pour fonctionner en régime de claquage. Elles portent pratiquement toutes le nom de **diode Zener**, indépendamment du fait que le claquage se produise par effet Zener ou par effet d'avalanche. Dans le cas d'une diode au silicium, l'effet d'avalanche est prédominant pour des tensions  $V_Z > 7 \text{ V}$  et l'effet Zener est prédominant pour  $V_Z < 5 \text{ V}$ . Dans la plage intermédiaire, les deux effets peuvent être présents. Les diodes Zener à faibles tensions de claquage ( $V_Z < 5 \text{ V}$ ) sont obtenues en dopant très

fortement les régions *p* et *n*, de façon à produire un champ électrique intense dans la jonction.

### 2.5.3 Effets de la température

Etant donné que le courant de saturation  $i_{\text{inv}} = -I_S$  et la tension thermique  $V_T$  sont tous les deux fonctions de la température, la caractéristique  $i - v$  varie en fonction de la température. Dans le cas d'une diode au silicium, sur une plage importante de  $T$  et à courant  $i$  constant, la tension  $v$  décroît approximativement de 2 mV à chaque élévation  $\Delta T$  d'un degré Celsius, comme illustré à la Fig. 2.10. Cette propriété est utilisée dans certains capteurs de température.

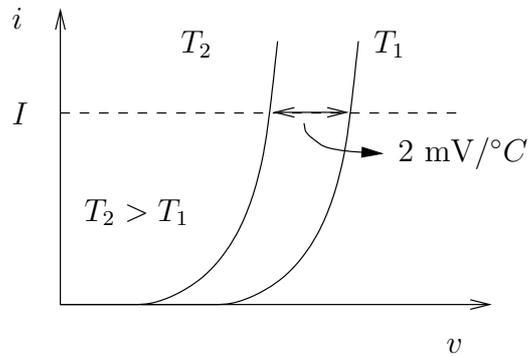


FIG. 2.10 – Variation de la tension  $v$  en fonction de la température, à  $i$  constant et en polarisation directe.

## 2.6 Effets capacitifs

Lorsque la tension appliquée varie en fonction du temps, une diode à jonction *pn* peut se comporter comme un condensateur. Deux types de capacités sont associées à une jonction *pn*.

### 2.6.1 Capacité de jonction

En polarisation inverse, les effets capacitifs sont dus à la variation, en fonction de la tension appliquée, de la charge électrique des ions découverts dans la région de déplétion. La figure 2.11 représente la modification que

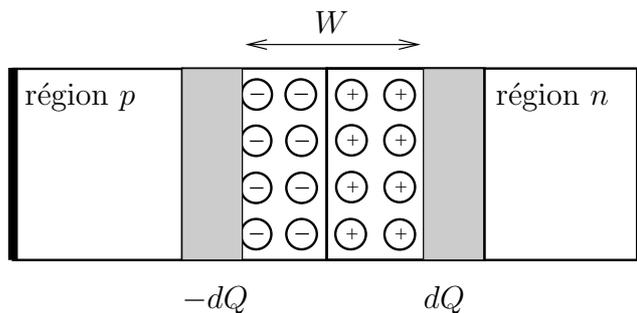
subit la région de déplétion si la tension de polarisation est augmentée de  $dv$  :

$$v = -V \quad \longmapsto \quad v = -V - dv. \quad (2.32)$$

La région de déplétion s'agrandit des deux régions grisées, découvrant ainsi une charge supplémentaire  $dQ$  de donneurs ionisés côté  $n$  et une charge supplémentaire  $-dQ$  d'accepteurs ionisés côté  $p$ . Électriquement parlant, la région de déplétion se comporte d'une façon analogue à un condensateur plan dont les deux électrodes métalliques correspondraient aux régions grisées de charge  $dQ$  et  $-dQ$ . Selon ce modèle, la capacité de la jonction a pour expression

$$C_j = \left| \frac{dQ}{dv} \right| = \frac{\varepsilon_s S}{W}, \quad (2.33)$$

où  $\varepsilon_s$  est la permittivité électrique du semiconducteur,  $S$  est la section droite de la diode et  $W$  est la largeur de la région de déplétion quand la diode est polarisée sous une tension  $-|V|$ .



(sous une augmentation  $dv$  de la tension inverse)

FIG. 2.11 – Variation de la charge d'espace dans la région de déplétion à la suite d'une augmentation  $dv$  de la tension inverse.

Remarquez que comme la largeur  $W$  dépend de la tension inverse appliquée  $|V|$ , la capacité  $C_j$  dépend également de  $|V|$ . Cela permet d'utiliser une diode polarisée en inverse comme un condensateur dont la capacité est déterminée par la tension de polarisation  $|V|$ . Les diodes conçues à cet effet sont appelées des **varactors**, dont la capacité peut varier entre quelques picofarads et quelques centaines de picofarads.

## 2.6.2 Capacité de diffusion

Le **capacité de diffusion**  $C_d$  apparaît sous polarisation directe et est associée à la diffusion et au “stockage” des porteurs majoritaires. Considérons par exemple la diffusion des électrons de la région  $n$  vers la région  $p$ . Après avoir franchi la région de déplétion (courant  $i_{\text{diff}}$ ), les électrons s’accumulent dans la région  $p$  où ils sont minoritaires. Ils constituent alors une charge excédentaire, qui est distribuée sur plusieurs dizaines de microns et qui persiste jusqu’à ce que les électrons injectés subissent des recombinaisons avec les trous. Parallèlement, les trous ayant diffusé dans la région  $n$  constituent une charge excédentaire positive tant qu’ils ne subissent pas de recombinaison.

La capacité  $C_d$  est une mesure de la variation de ces charges accumulées de part et d’autre de la jonction lorsque la tension directe varie. Cette capacité est proportionnelle au courant direct  $i \approx I_D$  et peut atteindre la centaine de picofarads.

## 2.7 Autres types de diodes et de dispositifs redresseurs

### 2.7.1 Diodes Schottky

Les diodes Schottky sont constituées d’un contact<sup>4</sup> entre un métal et un semiconducteur de type  $p$  ou de type  $n$ . Sous les conditions adéquates, une charge d’espace se forme en dessous du contact métallique, ce qui conduit à une tension de diffusion interne et à une caractéristique  $i - v$  similaire à celle de la jonction  $pn$ . Cependant, le courant est assuré par le transport des porteurs majoritaires uniquement, ce qui en fait un dispositif plus rapide en commutation. La tension directe  $V_f$  d’une diode Schottky au silicium est sensiblement inférieure à celle d’une jonction  $pn$ . Typiquement, pour une diode Schottky au silicium, on a  $V_f \sim 0.3 \text{ V}$ .

### 2.7.2 Photodiodes

Lorsqu’une jonction  $pn$  polarisée en inverse est exposée à un rayonnement lumineux, celui-ci peut générer un grand nombre de paires électron-trou en brisant des liens covalents. Les photoporteurs libérés dans la région de déplétion et au voisinage direct de celle-ci sont entraînés par le champ électrique de la jonction, ce qui donne lieu à un courant inverse important, proportionnel à l’intensité lumineuse incidente. Ce principe est à la base du fonctionnement des photodiodes et des cellules solaires.

---

<sup>4</sup>Il s’agit d’une **hétérojonction**, c’est-à-dire une jonction entre deux matériaux distincts.

### 2.7.3 Diodes électroluminescentes (“Light-emitting diodes”, ou LED)

Les diodes électroluminescentes convertissent un courant électrique en un rayonnement lumineux. Il s’agit de diodes *pn* polarisées en direct pour lesquelles les porteurs injectés dans les régions neutres subissent des **recombinaisons radiatives** : l’énergie est libérée sous la forme d’un rayonnement lumineux au lieu d’être dissipée sous forme de chaleur. Les LED sont essentiellement employées dans les dispositifs d’affichage. Les diodes lasers, dont le fonctionnement de base est similaire, sont spécialement conçues de façon à produire un rayonnement cohérent. Elles sont notamment employées pour la lecture et l’écriture de CD/DVD, ou encore pour produire le signal lumineux véhiculé dans les systèmes à fibres optiques.